

реакциях. Помимо горения фосфина и реакции $O + PH_3$, радикалы PO зарегистрированы методом резонансно-флуоресцентной спектроскопии в ряде элементарных реакций: $P + NO_2$, $P + O_2$, $O + P_4$. Большие концентрации PO ($\approx 10^{11}$ см⁻³) зарегистрированы также непосредственно в зоне горения фосфора вблизи нижнего предела воспламенения (превышение предела на 2—3%), что также говорит о важной роли этих радикалов в процессах горения фосфора и фосфорсодержащих соединений.

Поступила в редакцию 14/VIII 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Н. Семенов. О некоторых проблемах химической кинетики и реакционной способности. М.: Изд-во АН СССР, 1958.
2. N. N. Semenov. Acta Phys.—chim. USSR, 1938, 9, 453.
3. R. G. Norrish, G. A. Oldershaw. Proc. Roy. Soc., 1961, A262, 1.
4. R. G. W. Norrish, G. A. Oldershaw. Proc. Roy. Soc., 1961, A262, 10.
5. J. H. W. Lee, J. V. Michael et al. J. Chem. Phys., 1976, 65, 3280.
6. Е. Н. Александров, В. С. Арутюнов и др. Кинетика и катализ, 1980, 21, 1323.
7. Е. Н. Александров, В. С. Арутюнов и др. Изв. АН СССР, сер. хим., 1982, 1, 22.
8. Е. Н. Александров, В. С. Арутюнов, С. Н. Козлов. Кинетика и катализ, 1980, 21, 1327.
9. P. V. Davies, B. A. Thrush. Proc. Roy. Soc., 1968, A302, 243.
10. В. С. Арутюнов, А. М. Чайкин. Кинетика и катализ, 1977, 18, 316.
11. H. W. Melville. Proc. Roy. Soc., 1938, A138, 374.
12. H. W. Melville, H. L. Roxburgh. J. Chem. Phys., 1934, 2, 739.
13. В. Н. Кондратьев. Константы скорости газофазных реакций. М.: Наука, 1970.
14. Энергии разрыва химических связей. Потенциал ионизации и сродство к электрону. М.: Наука, 1974.
15. Е. Н. Александров, В. С. Арутюнов и др. Докл. АН СССР, 1981, 260, 1, 113.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПИРОЛИЗА ПОЛУПРОЗРАЧНЫХ КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ

А. М. Гришин, С. П. Синуцын

(Томск)

В последнее время композиционные материалы на основе полимерного связующего получают все большее распространение в промышленности и быту. Например, широко применяются вентиляционные трубы из стеклопластиковых материалов [1]. В работе [2] дается сопряженная постановка задачи для математического описания процессов воспламенения и горения стеклопластиковой трубы в аварийных ситуациях, возникающих при пожаре промышленных объектов, и приводятся некоторые результаты численных расчетов. Как следует из результатов [2], важную роль при воспламенении и горении стеклопластиков играет пиролиз полимерного связующего, в результате которого образуются газообразные горючие продукты. Кроме того, как следует из данных [3], в процессе пиролиза на стадии структурирования может выделяться определенное количество тепла. В связи с изложенным становится ясно значение исследования пиролиза для теории горения композиционных материалов на полимерном связующем.

Данная работа посвящена исследованию пиролиза стеклопластиковой трубы с учетом распространения излучения в композиционном материале. Приводится уточненная, по сравнению с [2], математическая постановка задачи, учитывающая отдельно влияние инертного наполнителя (стекловолокна) на процессы переноса в композиционном материале. В результате аналитического и численного решения задачи дается подробный анализ процессов переноса в стеклопластике при условии, что лучистый тепловой поток со стороны газовой фазы известен, и выясняют-

ся пределы применимости упрощенной математической модели процесса пиролиза в композиционном материале, использованной в [2].

Установлено, что при известной и достаточно низкой температуре газовой фазы существует предельное значение лучистого теплового потока q_w^* такое, что при $q_w \geq q_w^*$ происходит пиролиз материала в режиме воспламенения, а при $q_w < q_w^*$ имеет место квазистационарный режим пиролиза в композиционном материале. Если же q_w фиксировано, то существует такая температура Θ_e^* , что при $\Theta_e < \Theta_e^*$ процесс пиролиза квазистационарен, а при $\Theta_e \geq \Theta_e^*$ имеет место пиролиз материала в режиме воспламенения. Показано, что в зоне пиролиза газообразные продукты растекаются по порам в обе стороны от этой зоны.

Постановка задачи. Рассмотрим пиролиз цилиндрической трубы из полупрозрачного композиционного материала, на внутреннюю поверхность которой падает известный по величине лучистый тепловой поток, который в реальных условиях горения стеклопластиковых труб обусловлен излучением частиц сажи. В результате нагрева композиционного материала происходит разложение (пиролиз) полимерного связующего. Согласно [3, 4], этот процесс многостадийный. Поскольку энергия активации и предэкспоненты отдельных стадий не известны, то в данной работе принята упрощенная схема процесса, использованная в [2]. В соответствии с [2, 3] считается, что процесс пиролиза является двухстадийной химической реакцией, каждая стадия которой следует закону Аррениуса, причем одна из них эндотермическая, а другая экзотермическая. Для простоты будем считать, что энергия активации эндотермического процесса деструкции и экзотермического процесса структурирования одинаковы. Тогда двухстадийный процесс пиролиза можно формально описать одной химической реакцией, тепловой эффект которой меняет знак и величину после достижения определенной температуры T_* , называемой температурой перехода. При этом может меняться и предэкспоненциальный множитель.

Будем считать также, что стеклопластик представляет собой в процессе пиролиза пористую среду, состоящую из отвержденного связующего, газообразных и конденсированных продуктов пиролиза, а также инертного наполнителя (стекловолокна). Кроме того, предполагаем, что распространение излучения в стеклопластике происходит в соответствии с законом Буггера [5].

С учетом принятых выше допущений и результатов работ [2, 6] для описания процесса пиролиза композиционного материала имеем следующую систему уравнений:

$$\varphi_i = \varphi_{i,н}, \quad \partial \varphi_i / \partial \tau = -\gamma_i \varphi_i \exp[\Theta / (1 + \beta \Theta)], \quad (1)$$

$$\partial \varphi_2 / \partial \tau = \gamma_2 \varphi_1 \exp[\Theta / (1 + \beta \Theta)], \quad \varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3 + \varphi_4 = 1, \quad (2)$$

$$\sum_{i=1}^4 \alpha_i \varphi_i \frac{\partial \Theta}{\partial \tau} = \frac{1}{Pe} \frac{1}{1+lx} \frac{\partial}{\partial x} \left[(1+lx) \sum_{i=1}^4 a_i \varphi_i \frac{\partial \Theta}{\partial x} \right] - \\ - \alpha_3 \varphi_3 \rho v \frac{\partial \Theta}{\partial x} + f(\Theta) \varphi_1 \exp\left(\frac{\Theta}{1+\beta\Theta}\right) + q_w \exp(-R_K x), \quad (3)$$

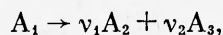
$$\frac{\partial}{\partial \tau} (\rho \varphi_3) + \frac{1}{1+lx} \frac{\partial}{\partial x} [(1+lx) \rho \varphi_3 v] = \gamma_3 \varphi_1 \exp\left(\frac{\Theta}{1+\beta\Theta}\right), \quad (4)$$

$$v = -k \cdot \partial p / \partial x, \quad p = \rho(1 + \beta \Theta) / \pi_0. \quad (5)$$

Здесь $\tau = t/t_*$ — отношение времени к характерному значению; $l = (R_w - r_w)/r_w$; r_w, R_w — внутренний и внешний радиус трубы; $x = (r - r_w)/lr_w$; $\beta = RT_*/E$; R — универсальная газовая постоянная; E — энергия активации пиролиза; $\Theta = (T - T_*)/\beta T_*$ — безразмерная температура; $\rho = \rho_r/\rho_*$, $p = p_r/p_*$ — отношения плотности газовой фазы и давления к их значениям в начальный момент времени; $v = v_\Phi t_*/lr_w$ — безразмерная

скорость фильтрации; $k = \bar{k} p_* / \mu l r_w$; \bar{k} — коэффициент проницаемости материала; μ — вязкость газовой фазы; $\pi_p = \frac{M p_*}{R_* T_*}$ — фактор сжимаемости; M — молекулярная масса газа; $R_* = l r_w / \delta$; δ — длина свободного пробега излучения; Re — число Пекле; индексы $i = 1-4$ соответствуют исходному конденсированному веществу, конденсированному продукту пиролиза, газовой фазе и инертному наполнителю; φ_i — объемные доли; $\alpha_i = \rho_i c_{pi} / \rho_1 c_{p1}$; ρ_i — истинные плотности фаз; c_{pi} — удельные теплоемкости при постоянном давлении; $a_i = \lambda_i / \lambda_1$, λ_1 — коэффициенты теплопроводности фаз; $f(\Theta) = q_1 \text{sign}(\Theta)$ — безразмерный тепловой эффект; $\gamma_1 = B t_* / \exp(E/RT_*)$, $\gamma_2 = \nu_1 \gamma_1 \rho_1 / \rho_2$, $\gamma_3 = \nu_2 \gamma_1 \rho_1 / \rho_*$ — числа Дамкеллера первого рода и $q_1 = q \gamma_1 / \rho_1 c_{p1} \beta T_*$ — число Дамкеллера второго рода; B — предэкспонент реакции пиролиза; q — тепловой эффект; ν_1 , ν_2 — стехиометрические коэффициенты; $i_* = \rho_1 c_{p1} \beta T_* \exp(E/RT_*) / qB$; $q_w = q_2 R_* t_* / \rho_1 c_{p1} \beta T_*$; \bar{q}_2 — поток излучения, падающий на внутреннюю поверхность трубы.

При записи системы (1) — (5) предполагалось, что истинные плотности конденсированных фаз не меняются в течение всего времени протекания процесса, а реакция пиролиза связующего следует стехиометрическому соотношению



где A_1 , A_2 и A_3 — символы исходного связующего, газообразных и конденсированных продуктов пиролиза; ν_1 и ν_2 — приведенные стехиометрические коэффициенты.

Система (1) — (5) записана в безразмерном виде и представляет совокупность уравнений химической кинетики (1), (2), алгебраических соотношений (2), уравнения сохранения энергии (3), уравнения неразрывности для газовой фазы (4), закона Дарси и уравнения состояния для газовой фазы (5). При $l = 0$ уравнения (1) — (5) описывают процесс тепло- и массопереноса в пластине.

Систему (1) — (5) необходимо решать при следующих начальных и граничных условиях:

$$\text{При } \tau = 0 \quad \Theta = \Theta_n, \quad \varphi_1 = \varphi_{1n}, \quad \varphi_2 = \varphi_{2n},$$

$$p|_{x=0} = p_e, \quad \Theta|_{x=1} = \Theta_n, \quad \frac{\partial p}{\partial x}|_{x=1} = 0.$$

Таким образом, температура на внешней стенке трубы поддерживается равной начальной, внешняя поверхность стенки трубы непроницаема, а на внутренней поверхности давление неизменно в течение всего процесса и равно давлению внутри трубы. Для температуры на внутренней поверхности необходимо выписать условия сопряжения [6], выражающие законы сохранения на границе раздела конденсированной и газовой фаз. В данной работе для простоты анализа принято

$$\Theta|_{x=0} = \Theta_e. \quad (6)$$

Условие (6) реализуется, например, при обтекании пластины потоком, когда число Био велико.

При решении поставленной задачи использованы следующие значения безразмерных параметров: $\beta = 0,72 \cdot 10^{-1}$, $\gamma_1 = 0,1 \cdot 10^{-2}$, $\gamma_2 = 0,885 \cdot 10^{-3}$, $\alpha_1 = 1$, $\alpha_2 = 1,114$, $\alpha_3 = 1$, $a_1 = a_2 = a_3 = 1$, $l = 0,1$, $r_w = 1,0$, $\pi_p = 2,12$, $k = 0,2$, $\varphi_{1n} = 0,65$, $\varphi_{2n} = 0,1$, $\varphi_{3n} = 0,1$, $q_1 = 1$, $Re = 0,27 \cdot 10^{-2}$, которые ориентировочно соответствуют пиролизу стеклопластика на основе эпоксифенольного связующего.

Алгоритм численного решения задачи. Для численного решения задачи выбран следующий порядок определения неизвестных: решались уравнения химической кинетики относительно φ_1 , φ_2 ; из алгебраического соотношения (2) определялось φ_3 ; из уравнения энергии находилась Θ . Уравнение неразрывности (4) после использования (5) записывается в виде

$$\frac{\partial}{\partial \tau} (\rho \Phi_3) = \frac{1}{1+lx} \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \rho \bar{\Psi}_3 \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\rho (1+\beta \Theta)}{\pi \rho} \right] \right\} + \gamma_3 \Phi_1 \exp \left(\frac{\Theta}{1+\beta \Theta} \right) \quad (7)$$

и решается относительно ρ . Наконец, из (5) определялось поле давлений и скоростей фильтрации. При решении каждого уравнения неизвестные функции задавались начальным приближением и уточнялись в процессе итераций всей системы уравнений до достижения заданной точности. Шаг по времени выбирался автоматически в зависимости от заданной точности. Для решения уравнений параболического типа (3), (7) использован итерационно-интерполяционный метод [6] с неравномерной сеткой по координате x .

Для проверки правильности работы программы и выбора неравномерной сетки по x получено аналитическое решение стационарной задачи о прогреве полупрозрачного неразрушающегося материала под действием теплового потока. При этом в упрощенной постановке остается только уравнение

$$\frac{d}{dx} \left[(1+lx) \frac{d\Theta}{dx} \right] = -A(1+lx) \exp(-R_K x), \quad A = \text{Pe} q_w / \sum_{i=1}^4 a_i \Phi_i \quad (8)$$

с граничными условиями

$$\Theta|_{x=0} = \Theta_e, \quad \Theta|_{x=1} = \Theta_n.$$

Интегрируя (7) и используя (8), получаем распределение температуры по толщине материала

$$\Theta = \Theta_e + A \frac{1 - \exp(-R_K x)}{R_K^2} + \left[\Theta_n - \Theta_e - A \frac{1 - \exp(-R_K)}{R_K^2} - \int_0^1 \frac{Al \exp(-R_K x)}{(1+lx) R_K^2} dx \right] \frac{\ln(1+lx)}{\ln(1+l)} + \int_0^x \frac{Al \exp(-R_K x)}{(1+lx) R_K^2} dx. \quad (9)$$

Наиболее простой и удобный для оценок вид (9) принимает в случае $R_K \gg 1$, $l \ll 1$, $\Theta_e = \Theta_n = \Theta_*$. При этом максимум температуры

$$\Theta_{\max} = \Theta_* + A [1 - (\ln R_K + 1)/R_K] / R_K^2, \quad x_{\max} = \ln R_K / R_K. \quad (10)$$

Проведена серия расчетов с целью выбора разностной сетки, обеспечивающей достаточно хорошую точность решения. В качестве модельного использовано решение (10) при $R_K = 33$, $q_w = 19,8$. При этом установлено, что типичные неравномерные сетки со сгущением у границы $x = 0$ в данном случае не являются оптимальными. Объяснение этого факта в том, что температура достигает максимума не на границе области, а при $x = x_{\max}$ (рис. 1). В рассчитываемых вариантах $x_{\max} \approx 0,106$. Существенно облегчает выбор сетки тот факт, что x_{\max} в основном зависит только от оптических свойств материала — величины R_K . Многочисленные расчеты показали, что оптимальной является сетка с двумя точками сгущения вблизи $x = 0$ и $x = x_{\max}$. Так, на сетке с $h = 5 \cdot 10^{-3}$ вблизи $x = 0$ и $h = 10^{-2}$ вблизи $x = x_{\max}$ при общем количестве узлов, равном 40, погрешность определения температуры, отнесенная к $\Theta_n \left[\varepsilon(x) = \frac{\Theta(x) - \bar{\Theta}(x)}{\Theta_n} \right]$, где $\bar{\Theta}(x)$ — решение (10), а $\Theta(x)$ — установившееся решение (3) при предположениях (10), всюду меньше 1%. При сетке с $h = 10^{-3}$ с одной точкой сгущения $x = 0$ относительная погрешность достигает уже 5%. Если же рассчитать всю область $x \in [0, x_{\max}]$ с постоянным шагом, например $h = 10^{-2}$, то максимальная относительная погрешность составляет примерно 1,5%.

Таким образом, при решении конкретной задачи необходимо либо предварительно выбрать сетку из решения упрощенной задачи, либо,

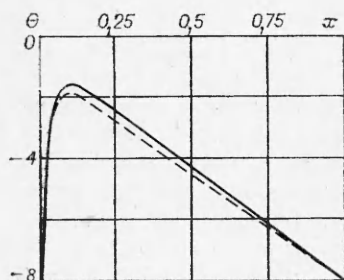


Рис. 1. Аналитическое и численное решение упрощенной задачи.

по крайней мере, следить за тем, чтобы в области $x \in [0, x_{\max}]$ шаг был достаточно мал. Решения, описанные в этой работе, получены на разностной сетке с шагом $h = 5 \times 10^{-3}$ в интервале $(0, x_*)$, где $x_* > x_{\max}$; при $x > x_*$ шаг увеличивался, общее количество узлов равнялось 40.

Численное решение задачи. На рис. 1. сплошной линией изображено аналитическое решение задачи (9) при $l = 0$, $q_w = 19,8$, $R_k = 33$, $\Theta_e = -8$. Квазистационарное распределение температур, полученное без учета пиролиза численным решением общей задачи, совпадает с аналитическим с точностью до 1%, поэтому оно на рис. 1 не изображено. На этом же графике штриховой линией приведено квазистационарное решение общей задачи с учетом эндотермичности пиролиза. Квазистационарное распределение температур реализуется в данном случае при $\tau > 170$, причем температура прогрева вследствие эндотермичности пиролиза меньше, чем без учета пиролиза, и соответствующее максимуму температуры значение x смещено к границе области ($x = 0$).

Дальнейшие расчеты проводились при $R_k = 33$, $l = 0,1$. На рис. 2 приведены квазистационарные поля температур, полученные численным решением. Сплошным линиям соответствует расчет при постоянной $\Theta_e = -\Theta_n = -8$ и $q_w = 6,6; 13,2; 19,8$ (кривые 1—3), а штриховыми — решение постоянных $\Theta_n = -8$, $q_w = 13,2$ и параметрически меняющихся значений $\Theta_e = -8, -6, -4$ (кривые 2, 4, 5). Интересно отметить, что при увеличении лучистого теплового потока q_w (при неизменной Θ_e) максимум температуры смещается внутрь стенки трубы; а при увеличении Θ_e (при постоянном q_w) наблюдается приближение максимума к границе $x = 0$.

На рис. 3 показано развитие процесса прогрева и перехода пиролиза в экзотермическую стадию. Сплошные линии соответствуют процессу при $\Theta_e = \Theta_n = -8$ и $q_w = 33$ в моменты времени $\tau = 2,5; 5,0; 7,5; 10,0$ (кривые 1—4), а штриховые построены при $\Theta_n = -8$, $\Theta_e = -2$, $q_w = 13,2$ в моменты времени $\tau = 0,385; 6,385; 12,385; 18,385$ (кривые 5—8). В теории гетерогенного воспламенения и горения используются зависимости температуры поверхности материала от времени $\Theta_w(\tau)$. Временем воспламенения τ_* называют значение τ , соответствующее точке перегиба кривой $\Theta_w(\tau)$ [7]. Если построить зависимости максимальной температуры от времени для вариантов, изображенных на рис. 3, то полученные кривые будут подобны кривым $\Theta_w(\tau)$ при воспламенении и также имеют точки перегиба. Назовем такой режим пиролиза «воспламенением» по

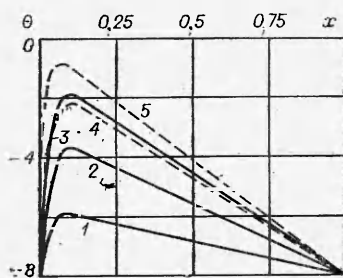


Рис. 2. Квазистационарные поля температур при различных Θ_e, q_w .

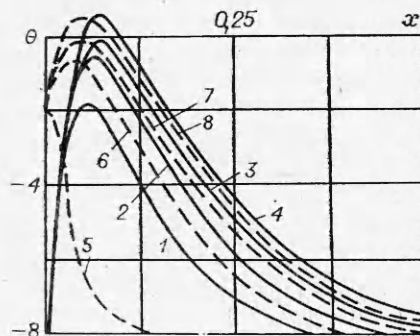


Рис. 3. Распределение температур в толще материала при воспламенении.

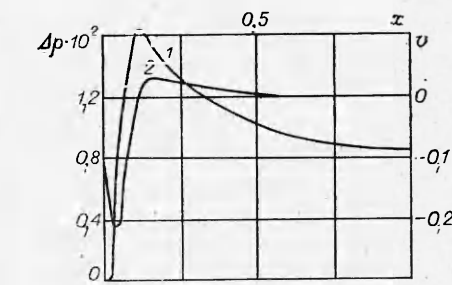
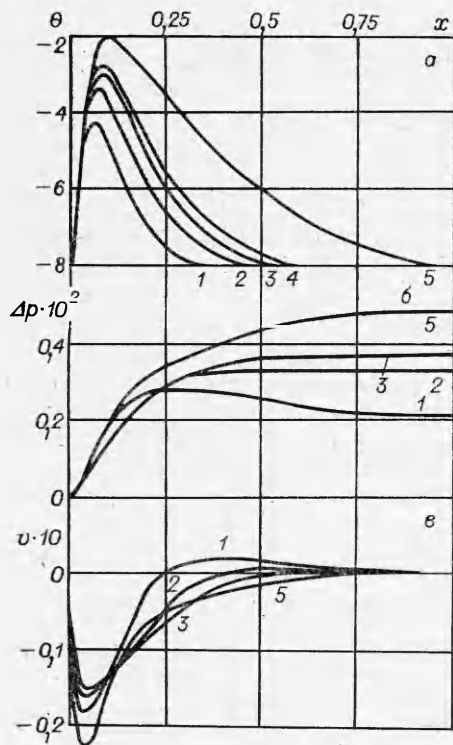


Рис. 5. Распределение давлений (1) и скорости фильтрации (2) при воспламенении в момент времени $\tau = 11,0$ при $\Theta_e = \Theta_n = -8$, $q_w = 33$.

← Рис. 4. Развитие квазистационарного пиролиза.

аналогии с соответствующим процессом в теории горения [7]. Для первого варианта воспламенения $\tau_* = 9$ и для второго $\tau_* = 17,5$.

При $\Theta_e = \Theta_n = -8$ найдено критическое значение $q_w^* = 26,4$. Если $q_w \geq q_w^*$, происходит переход пиролиза в экзотермическую стадию, т. е.

пиролиз протекает в режиме типа воспламенения. При $q_w = 13,2$ обнаружено критическое $\Theta_e^* = -2,2$ такое, что, если $\Theta_e \geq \Theta_e^*$, то также происходит «воспламенение» материала.

На рис. 4 приведены распределения температур, давления и скоростей фильтраций в моменты времени $\tau = 0,0; 2,5; 5,0; 7,5; 10,0$ (кривые 1—5 соответственно). Анализируя эти данные, можно выделить две характерные стадии процесса. Первая отличается прогревом материала, когда пиролиз не оказывает существенного влияния на фильтрацию газа в порах. Из кривых 1—3 видно, что при расширении газа в порах (при нагреве под действием лучистого теплового потока) сначала образуется максимум давления в зоне интенсивного прогрева и газ растекается от этой зоны в обе стороны. В дальнейшем из-за непроницаемости границы $x = 1$ максимум давлений сглаживается, скорости фильтрации уменьшаются, а поскольку температура продолжает увеличиваться, газ все-таки фильтруется, но только к границе $x = 0$. На второй стадии происходит существенно выделение газообразных продуктов пиролиза (см. рис. 4, 4, 5) и скорость фильтрации опять возрастает; с течением времени реализуется квазистационарная фильтрация газообразных продуктов реакции к внутренней поверхности трубы также при стационарном распределении температур и давления. В случае пиролиза в режиме воспламенения в зоне максимального прогрева и интенсивного пиролиза опять возникает максимум давлений и происходит растекание газообразных продуктов пиролиза в обе стороны от этой зоны (рис. 5).

Наконец, проведена серия расчетов для выяснения влияния переноса энергии конвекцией из зоны пиролиза (член с $\rho \varphi_3 v \cdot \partial \Theta / \partial x$ в уравнении энергии). При этом установлено, что даже в случае, если до 20% массы исходного вещества переходит в газообразные продукты реакции, изменение в поле температур (нестационарное) достигает только 0,6%, т. е. вплоть до момента воспламенения этим членом практически можно пренебрегать.

Подведем итоги проведенного исследования.

1. При граничных условиях $\Theta_e = \Theta_n$ при $q_w < q_w^*$ реализуется квазистационарный режим пиролиза, а при $q_w \geq q_w^*$ происходит бурное разложение материала, обусловленное тем, что процесс пиролиза при $T > T_*$ имеет экзотермическую стадию. Этот режим пиролиза целесообразно назвать «воспламенением» по аналогии с соответствующим процессом в теории горения.

2. При фиксированном q_w при $\Theta_e < \Theta_e^*$ процесс пиролиза квазистационарен, а при $\Theta_e \geq \Theta_e^*$ имеет место режим пиролиза типа воспламенения, причем Θ_e может быть меньше температуры «перехода» (в данном случае $\Theta = 0$).

3. Режим пиролиза типа воспламенения характеризуется наличием точки перегиба в кривой $\Theta_{\max}(\tau)$. Кроме того, при воспламенении композиционного полупрозрачного материала в зоне воспламенения давление достигает максимума и газообразные продукты пиролиза растекаются в обе стороны от зоны интенсивного пиролиза.

4. Вплоть до момента воспламенения конвективным переносом энергии в толще материала можно пренебречь.

Поступила в редакцию 3/VI 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Миков, В. Л. Страхов. Матер. 5 науч. конф. ТГУ по математике и механике. Томск: ТГУ, 1975.
2. А. М. Гришин, А. С. Якимов, В. Л. Миков. ФГВ, 1981, 17, 2.
3. В. В. Коршак. Химическое строение и температурные характеристики полимеров. М.: Наука, 1970.
4. Н. С. Грязнов. Основы теории коксования. М.: Металлургия, 1976.
5. С. С. Кутателадзе. Основы теории теплообмена. Новосибирск: Наука, 1970.
6. А. М. Гришин. Математическое моделирование некоторых нестационарных аэротермических решений. Томск: ТГУ, 1973.
7. Б. В. Алексеев, А. М. Гришин. Введение в аэротермохимию. Саратов: изд. Саратовского университета, 1976.

О РАБОТЕ ОТКОЛЬНОГО РАЗРУШЕНИЯ

Г. И. Канель
(Черноголовка)

Многочисленные исследования отколов при воздействии на плоские образцы ударных волн показали, что это явление не может быть достаточно полно охарактеризовано одним только критическим напряжением разрушения. В связи с этим в литературе обсуждаются различные эмпирические критерии, определяющие возможность разрушения из соотношения между величиной и временем действия растягивающих напряжений [1]. Между тем эксперименты по непрерывной регистрации скорости свободной тыльной поверхности образцов в одномерных условиях нагружения [2, 3] показывают, что зависимость максимальных растягивающих напряжений при отколе от характерной длительности исходной нагрузки невелика — при изменении скорости разгрузки в падающем импульсе в 5—10 раз изменение максимальной величины разрушающих напряжений не превышает 10—20%. При построении эмпирических критериев [1], основанных главным образом на экспериментах с прямым наблюдением разрушения после соударения пластин [4—6], считалось, что эта зависимость гораздо сильнее. Завышение величины разрушающих напряжений при ее определении путем поиска критической скорости соударения связано с пренебрежением релаксацией напряжений по мере развития разрушения. Интенсивно развиваемый в последнее время ки-